



Det här verket har digitaliserats vid Göteborgs universitetsbibliotek och är fritt att använda. Alla tryckta texter är OCR-tolkade till maskinläsbar text. Det betyder att du kan söka och kopiera texten från dokumentet. Vissa äldre dokument med dåligt tryck kan vara svåra att OCR-tolka korrekt vilket medför att den OCR-tolkade texten kan innehålla fel och därför bör man visuellt jämföra med verkets bilder för att avgöra vad som är riktigt.

This work has been digitized at Gothenburg University Library and is free to use. All printed texts have been OCR-processed and converted to machine readable text. This means that you can search and copy text from the document. Some early printed books are hard to OCR-process correctly and the text may contain errors, so one should always visually compare it with the images to determine what is correct.



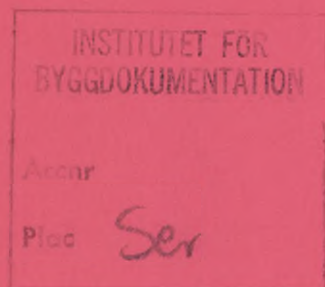
Rapport

R47:1989

Värmeavgivning från rör vid låga flödes hastigheter

Förstudie

**Staffan Andersson
Olov Sandberg**



R/TC

Byggforskningsrådet

R47:1989

VÄRMEAVGIVNING FRÅN RÖR VID LÅGA
FLÖDESHASTIGHETER

Förstudie

Staffan Andersson
Olov Sandberg

Denna rapport hänför sig till forskningsanslag 880523-1
från Statens råd för byggnadsforskning till Avdelningen
för tillämpad fysik vid Umeå universitet, Umeå.

REFERAT

Rapporten redovisar en genomförd litteraturstudie rörande avkylningen av en strömmande vätska i nakna metallrör och då framförallt för fallet av låga strömningshastigheter (laminär strömning).

Intresset för denna frågeställning har väckts med utgångspunkt från att man vid användandet av lågflödesmetoden för radiator-system erfarenhetsmässigt upplevt en betydligt lägre avkylning hos framledningsvattnet än vad som förväntats. Den genomförda studien ger dock inga belägg för att förekomsten av laminära strömningsförhållanden drastiskt skulle minska avkylningen, jämfört med beräkningar grundade på antaganden om turbulent strömning, för de aktuella förhållandena.

I Byggforskningsrådets rapportserie redovisar forskaren sitt anslagsprojekt. Publiceringen innebär inte att rådet tagit ställning till åsikter, slutsatser och resultat.

Denna skrift är tryckt på miljövänligt, obлект papper.

R47:1989

ISBN 91-540-5031-6
Statens råd för bygnadsforskning, Stockholm
Svenskt Tryck Stockholm 1989

INNEHÅLLFÖRTECKNING

| | | |
|---------|--|----|
| | NOMENKLATUR | 2 |
| | INTRODUKTION | 4 |
| I. | AVKYLNING VID LAMINÄR STRÖMNING | 6 |
| 1. | INLEDNING | 6 |
| 2. | BERÄKNING AV VÄRMEFÖRLUSTER OCH TEMPERATURFALL | 6 |
| 3. | BESTÄMNING AV DE OLIKA VÄRMEGENOMGÅNGS- KOEFFICIENTERNA (VGK) | 9 |
| 3.1 | VGK från rörets utsida till omgivningen | 9 |
| 3.1.1 | Bidraget från strålning | 9 |
| 3.1.2 | Bidraget från konvektion | 10 |
| 3.1.2.1 | Horisontella rör | 11 |
| 3.1.2.2 | Vertikala rör | 12 |
| 3.2 | VGK för röret | 13 |
| 3.3 | VGK för vätskan och den totala VGK | 13 |
| 4. | SAMMANFATTNING | 17 |
| | APPENDIX A1: Dimensionslösa storheter | 19 |
| | APPENDIX A2: Nusselts tal för horisontella rör | 21 |
| | APPENDIX A3: Nusselts tal för vertikala rör | 24 |
| | APPENDIX A4: Modell för beräkning av Nu_{tot} | 25 |
| | APPENDIX A5: Beräkning av temperaturfall | 27 |
| | CITERADE REFERENSER | 29 |
| II | BEHOV AV EN EXPERIMENTELL STUDIE | 30 |

NOMENKLATUR

| | |
|------------|--|
| A | = Rörets tvärsnittsarea [m^2] |
| c_p | = Specifika värmekapaciteten [J/kgK] |
| d | = Rörets diameter [m] |
| g | = Gravitations accelerationen [m/s^2] |
| k | = Värmegenomgångskoefficient [W/m^2K] |
| Nu | = Nusselts tal |
| Pe | = Pecellets tal |
| Pr | = Prandtls tal |
| q | = Volymsflöde [m^3/s] |
| Q | = Energiflöde [W] |
| r | = Rörets radie [m] |
| Ra | = Raylighs tal |
| Re | = Reynolds tal |
| t | = Temperatur [$^{\circ}C$] |
| T | = Temperatur [K] |
| ΔT | = Temperaturskillnad [K] |
| U | = Totala värmegenomgångskoefficienten [W/m^2K] |
| v | = Flödes hastighet [m/s] |
| z | = Axiella läget efter röret [m] |
| Z | = Dimensionslös längd (z/rPe) |
| α | = Termisk diffusivitet [m^2/s] |
| β | = Volymsutvidgningskoefficienten [$1/K$] |
| ϵ | = Emissivitet |
| ρ | = Densitet [kg/m^3] |
| σ | = Stefan-Boltzmanns konstant |
| η | = Dynamisk viskositet [$Pa \cdot s$] |

ν = Kinetisk viskositet [m/s^2]

Index

f = Anger att storheten skall evalueras vid genomsnittsliga
filmtemperaturen

i = Insida

konv = Konvektion

m = Medel

omg = Omgivningen

tot = Totala

u = Utsida

v = Vätska

r_i = Rörets insida

r_u = Rörets utsida

st = Strålning

INTRODUKTION

I äldre byggnader dimensionerades värmesystemen så att de vid ett nominellt volymsflöde, q_{nom} , kunde leverera en given maximal effekt, Q_{max} , vid en framledningstemperatur av 80°C och en returtemperatur av 60°C

$$Q_{\text{max}} = q_{\text{nom}} \cdot (80 - 60) \cdot \rho c_p$$

På grund av en vanligt förekommande överdimensionering samt olika energibesparande åtgärder hos äldre byggnader är det verkliga effektbehovet oftast betydligt mindre än Q_{max} . En anpassning till dessa förhållanden har ofta gjorts genom en sänkning av framledningstemperaturen till radiatorerna så att en lämplig effekt avges vid det dimensionerade flödet q_{nom} . Om det verkliga effektbehovet uppgår till 50% av Q_{max} gäller

$$Q_{\text{verklig}} = Q_{\text{max}}/2 \approx q_{\text{nom}} (65 - 55) \cdot \rho c_p$$

Vid en alternativ injustering, som har använts av bland annat SABO, bibehålls den maximala framledningstemperaturen 80°C och istället reduceras flödet så att rätt effekt avges

$$Q_{\text{verklig}} \approx q_{1f} (80 - 30) \cdot \rho c_p$$

För lågflödesmetoden ges flödet, q_{1f} , då av

$$q_{1f} \approx q_{\text{nom}}/5$$

vilket innebär en kraftig reduktion av det använda flödet.

En av invändningarna mot lågflödesmetoden har varit en förväntad stor avkylningen av framledningsvattnet till de olika i systemet ingående radiatorerna, vilket skulle kunna leda till svårigheter att kontrollera rumstemperaturerna. Erfarenhetsmässigt har detta inte utgjort något problem och man tycker sig ha funnit en betydligt lägre avkylning av framledningsvattnet till radiatorerna än vad som teoretiskt förutsägs. En framförd tänkbar förklaring till den uppfattade avvikelsen mellan de teoretiska förutsägelserna om avkylningens storlek hos framledningstemperaturen och den praktiska erfarenheten har då varit att man i lågflödesmetoden kommit ner i så låga flöden att laminära strömningsförhållanden råder.

Målsättningen med detta arbete har varit att

- I. Genomföra en litteraturstudie av hur förekomsten av laminär strömning påverkar avkylningen av strömmande vatten i rör.
- II. Utredda behovet av en experimentell studie.

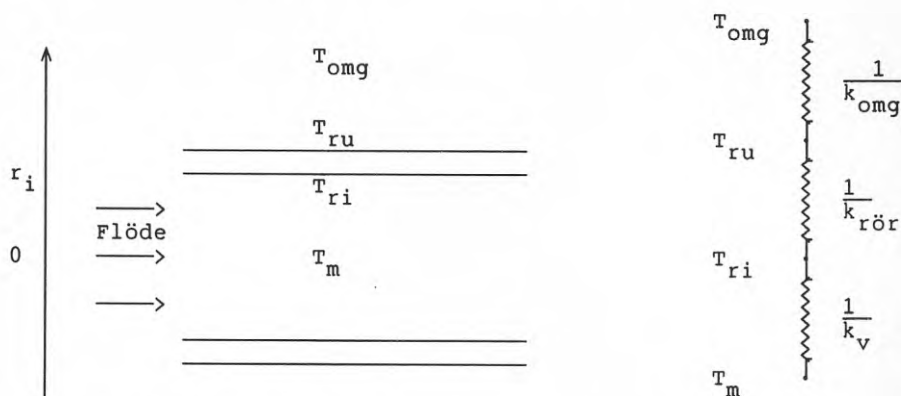
I. AVKYLNING VID LAMINÄR STRÖMNING

1. INLEDNING

Värmeförlusterna från en strömmande vätska i ett rör påverkas delvis av rådande strömningsförhållanden. Vid övergång från turbulent till laminär strömning ($Re < 2300$, se appendix A1) minskar värmegenomgångskoefficienten, k [W/m^2K], från vätskan till röret. Inverkan av detta på värmeförlusten och temperaturfallet hos vätskan, måste dock ses i relation till den totala värmegenomgångskoefficienten vilken även inkluderar omgivningens termiska egenskaper.

2. BERÄKNING AV VÄRMEFÖRLUSTER OCH TEMPERATURFALL.

Vid beräkning av värmeförlusterna från en strömmande vätska i ett rör kan följande termiska ekvivalentkrets ritas



Figur 1: Ekvivalentkrets med termiska resistanser.

där T_m är vätskans medel- (blandnings-) temperatur, T_{ri} och T_{ru} är temperaturen på rörets in- respektive utsida och T_{omg} omgivningens temperatur.

De termiska randvillkoret kan då uttryckas på följande sätt, med beteckningar enligt figur 1

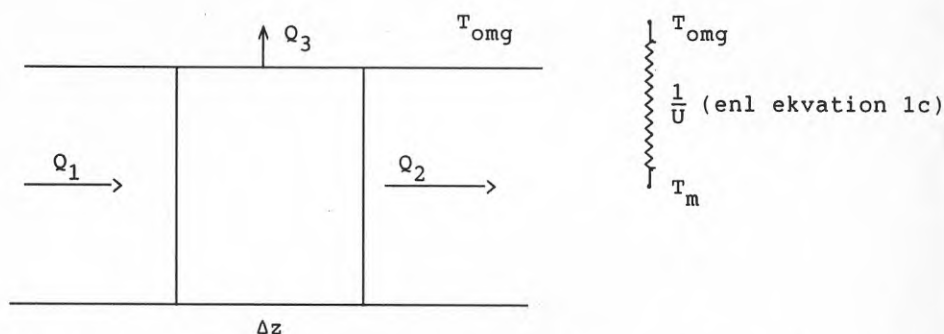
$$\lambda_v \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_i} = U (T_{ru} - T|_{r=r_i}) \quad \text{där } \frac{1}{U} = \frac{1}{k_{rör}} \quad (1a)$$

$$\lambda_v \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_i} = U (T_{omg} - T|_{r=r_i}) \quad \text{där } \frac{1}{U} = \frac{1}{k_{rör}} + \frac{1}{k_{omg}} \quad (1b)$$

$$\lambda_v \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_i} = U (T_{omg} - T_m) \quad \text{där } \frac{1}{U} = \frac{1}{k_v} + \frac{1}{k_{rör}} + \frac{1}{k_{omg}} \quad (1c)$$

där λ_v är vätskans värmeledningsförmåga. k_v , $k_{rör}$ och k_{omg} är vätskans, rörväggens respektive omgivningens värmegenomgångskoefficient (VGK) samt U den resulterande VGK. Värmegenomgången från vätskan till omgivningen kan således beskrivas med hjälp av tre termiska motstånd, där $1/k_v$ är den flödesberoende termen.

Med kännedom om U kan nu temperaturfallet i röret beräknas enligt följande. Betrakta ett finit volymselement, med tjockleken Δz i ett cirkulärt rör med radien r .



Figur 2. Energiflödet genom ett volymselement med tjockleken Δz .

För energiflödet gäller då

$$Q_1 - Q_2 - Q_3 = 0 \quad (2)$$

där Q_1 och Q_2 avser energiflödet, in och ut ur volymselementet och där Q_3 är energiflödet till omgivningen. De olika termerna ges av

$$Q_1 - Q_2 = r^2 \pi v_m \rho c_p \Delta T_m$$

$$Q_3 = 2\pi r \Delta z U (T_m - T_{omg})$$

och där ΔT_m är temperaturfallet hos vätskan i kontrollvolymen. Efter insättning i ekvation (2) och genom att ta gränsvärdet limes $\Delta z \rightarrow 0$ erhåller vi

$$\frac{dT_m}{dz} = - \frac{2U}{rv_m \rho c_p} (T_m - T_{omg}) \quad (3)$$

Integrering av ekvation (3), under antagande att ρc_p och U är o-

beroende av T samt att T_{omg} är konstant, ger följande slututtryck

$$T_m(z) = T_m(0)e^{-\frac{U'z}{q\rho c_p}} + T_{\text{omg}}\left(1 - e^{-\frac{U'z}{q\rho c_p}}\right) \quad (4)$$

där $U' = 2\pi rU$ är VGK per längdenhet och $q = v_m r^2 \pi$ volymsflödet.

Avkylningen av den i röret stömmande vätskan bestäms således av U (eller U'), beräknad från tre seriekopplade termiska resistanser där $1/k_v$ är den strömningsberoende termen.

3. BESTÄMNING AV DE OLIKA VÄRMEGENOMGÅNGSKOEFFICIENTERNA (VGK).

3.1 VGK från rörets utsida till omgivningen

Värmetransporten från rörets utsida till omgivningen sker framförallt genom konvektion och strålning. VGK från rörets utsida till omgivningen, k_{omg} , kan därför skrivas som

$$k_{\text{omg}} = k_{\text{st}} + k_{\text{konv}} \quad (5)$$

där k_{st} och k_{konv} är bidraget från strålning respektive konvektion.

3.1.1 Bidraget från strålning

Antag att röret befinner sig i ett utrymme med en konstant temperatur T_{omg} och att väggarean hos omgivningen är mycket större

än rörets mantelarea. Då kan strålningen från T_{omg} betraktas som en svartkroppsstrålning och den från röret avgivna effekten per areaenhet genom strålning, Q_{st} , ges då av

$$Q_{\text{st}} = \sigma \epsilon (T_{\text{ru}}^4 - T_{\text{omg}}^4) \quad (6)$$

där σ är Stefan-Boltzmanns konstant och ϵ rörets emissivitet.

Strålningsförlusterna går således som T^4 , men för relativt små temperaturområden kan ekvation (6) linjeariseras. För $T_{\text{ru}} - T_{\text{omg}} \ll T_{\text{omg}}$ kan uttrycket approximativt skrivas som

$$Q_{\text{st}} = 4\sigma \epsilon T_{\text{omg}}^3 (T_{\text{ru}} - T_{\text{omg}}) \quad (7)$$

dvs
$$Q_{\text{st}} = k_{\text{st}} (T_{\text{ru}} - T_{\text{omg}})$$

med $k_{\text{st}} = 4\sigma \epsilon T_{\text{omg}}^3$. Värde k_{st} är således oberoende av rördiameten och för relativt små variationer i $T_{\text{ru}} - T_{\text{omg}}$ kan k_{st} dessutom approximativt betraktas som en konstant oberoende av T_{ru} . För $T_{\text{omg}} = 293 \text{ K}$ (20°C) erhåller vi för $\epsilon = 1$

$$k_{\text{st}} = 5.7 \text{ W/m}^2\text{K}$$

3.1.2 Bidraget från konvektion

Vid behandlingen av värmetransporten från röret genom konvektion beaktas bara egenkonvektionen, dvs inget yttre påtvingat luft-

flöde träffar rören. Vid beräkning av Nusselts tal, Nu , för egenkonvektion kring ett rör ges i litteraturen ett flertal uttryck ur vilket VKG k_{konv} kan beräknas enligt

$$Nu_{konv} = \frac{k_{konv} d}{\lambda} \quad (8)$$

där d är rörets ytterdiameter och λ i detta fall luftens värmeledningsförmåga.

3.1.2.1 Horisontella rör

I appendix A2 redovisas en del av de olika ekvationer för beräkning av Nu_{konv} , byggda på korrelation med experimentella data, som finns beskrivna i litteraturen. Alla redovisade korrelationsekvationer anger att $Nu_{konv} = f(Ra, Pr)$ (för definition av Ra och Pr se appendix A1) utom Morgan (1975) där Nu_{konv} är en funktion endast av Ra . I tabell I nedan redovisas de beräknade värden på k_{konv} för ett friliggande rör med $d = 0.02$ m, $T_{ru} = 343$ K (70 °C) och $T_{omg} = 293$ K (20 °C) för de olika korrelationsekvationerna enligt appendix A2. Data för beräkning av de ingående dimensionslösa parametrarna Nu , Ra och Pr har tagits från Handbook of tables for Applied Engineering Science.

| Ekvation | Nu_{konv} | k_{konv} [W/m ² K] |
|-------------------|-------------|---------------------------------|
| Morgan | 6.25 | 8.6 |
| Churchill & Chu | 6.65 | 9.2 |
| Raithby & Holland | 6.25 | 8.6 |
| Fand et al | 6.30 | 8.5 |

Tabell I. Beräknade värden för $d = 0.02$ m,

$$T_{ru} = 343 \text{ K och } T_{omg} = 293 \text{ K}$$

För det i tabellen betraktade röret erhåller vi $k_{omg} \sim 14 \text{ W/m}^2\text{K}$, om vi beaktar både strålning och egenkonvektion. De beräknade värdena på Nu_{konv} och k_{konv} uppvisar ett svagt beroende av rörets diameter och luftens och rörets temperatur. Från korrelations-ekvationerna enligt Fand et al och Morgan (Appendix A2) erhålls approximativt

$$k_{konv} \propto \left(\frac{T_{rör} - T_{omg}}{d} \right)^{0.25} \quad (9)$$

3.1.2.2 Vertikala rör

Situationen med egenkonvektion runt ett vertikalt cylindriskt rör är mera komplex och mindre studerad än för ett horisontellt rör. För ett vertikalt rör är den genomsnittsliga Vgk k_{konv} beroende av både rörets längd och diameter. För en given längd minskar k_{konv} med ökande diameter och för en given diameter minskar k_{konv} med ökande längd.

I appendix A3 redovisas en korrelationsmodell av Al-Arabi och Khamis (1981). Som en första approximation kan dock k_{konv} för vertikala rör beräknas på samma sätt som för ett horisontellt rör.

3.2 VGK hos röret

För ett cirkulärt rör med inre radien r_i och yttre radien r_u fås VGK för röret, $k_{rör}$, som

$$k_{rör} = \frac{\lambda_{rör}}{r_i \ln(r_u/r_i)} \quad (10)$$

där $\lambda_{rör}$ är rörmaterialets värmeledningsförmåga. För tex järn är $\lambda = 75 \text{ W/mK}$ och med $r_i = 0.02 \text{ m}$ och $r_u = 0.022 \text{ m}$ fås $k_{rör} \sim 40\,000 \text{ W/m}^2\text{K}$. Bidraget till U från $k_{rör}$ är således försumbart för tunna metalliska rör.

3.3 VGK för vätskan och den totala VGK

I ett tvådimensionellt laminärt flöde för en vätska i ett rör, rör sig "partiklarna" i specifika banor, strömningslinjer, där komponenten av flödes hastigheten (u) vinkelrätt mot strömningsriktningen är noll. Vätskan förefaller då röra sig i glidande laminat av infinitesimal tjocklek relativt varandra.

Ett laminärt flöde sägs vara hydrodynamiskt fullt utvecklat när flödes hastighetsfördelningen i ett tvärsnitt är oberoende av det

axiella avståndet z , dvs

$$u(x,y,z) = u(x,y) \text{ för alla } z \quad (11)$$

Med den hydrodynamiska inträngningsregionen avses den del av röret under vilken hastighetsfördelning utvecklas. Flödet i denna region kallas för **hydrodynamiskt utvecklande** flöde och en hydrodynamisk inträngningslängd definieras som den längd vilken behövs för att uppnå en maximal flödeshastighet på 99% av den hos ett hydrodynamiskt fullt utvecklat flöde.

Ett tvådimensionellt laminärt flöde sägs vara **termiskt fullt utvecklat** då

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{T_{vm} - T}{T_{vm} - T_m} \right] = 0 \quad (12)$$

dvs då det dimensionslösa uttrycket inom parantes ovan är oberoende av det axiella läget. För områden då detta icke gäller sägs flödet vara **termiskt utvecklande** och en motsvarande termisk inträngningslängd definieras då när det lokala Nusselt talet är 5% större än Nusselt talet för ett fullt utvecklat flöde.

Ett flöde som är både hydrodynamiskt och termiskt fullt utvecklat sägs vara **fullt utvecklat** under det att ett flöde där både hastighets- och temperatur-profilen utvecklats kallas för ett **simultant utvecklande** flöde.

Värmeövergången från det i röret strömmande mediet till röret sker genom ledning i vätskan samt konvektion. Dessa processer har sysselsatt fysiker och matematiska fysiker under många decennier. De flesta experimentella och teoretiska analyserna är dock oftast utförda för specifika termiska randvillkor (se Shah och London 1978). De vanligaste randvillkoren innefattar en konstant rörtemperatur och/eller ett konstant värmeflöde genom rörväggen. Vid fall av en extern V GK förutsätts denna oftast vara känd och dessutom konstant.

För fallet med en strömmande vätska i ett rör omgivet av luft där värmeövergången sker genom både naturlig konvektion och strålning kommer temperaturskillnaden mellan vätskan och omgivningen att avta i flödesriktningen. Följdaktligen kommer då den externa V GK k_{omg} att variera och dessutom att bestämmas av de aktuella temperaturerna. Faghri och Sparrow (1979) presenterade teoretiska beräkningar för ett initialt hydrodynamiskt fullt utvecklat flöde i ett horisontellt rör med extern egenkonvektion (modell enligt Churchill och Chu, appendix A3) och strålning (ekvation 4).

En enkel iterativ metod för beräkningen av Nu_{tot} , T_m och $T_{rör}$ under samma förutsättningar som studerades av Faghri och Sparrow publicerades av Campo och Lacoa (1987), se appendix A4. Resultaten de erhöill med denna enkla metod visade sig ha en mycket god överensstämmelse med resultaten från Faghri och Sparrow.

Från appendix A4 ser vi att för ett fullt utvecklat flöde ($Z = \infty$) så antar Nu_v värdet 3.66. V GK k_v kan då beräknas från relationen

$$k_v = \lambda_v \text{Nu}_v / d \quad (13)$$

VGK k_v är således beroende av rördiametern och för det betraktade röret, $d = 0.02 \text{ m}$, erhålls då för ett fullt utvecklat flöde $k_v \sim 120 \text{ W/m}^2\text{K}$.

I appendix A5 redovisas beräknade temperaturer för laminärt och turbulent flöde. Från tabell II (appendix A5) framgår att inverkan på den totala VGK U från laminära strömningsförhållanden, beräknade för $k_v = 120 \text{ W/m}^2\text{K}$, är små jämfört med $k_v \gg k_{\text{omg}}$ för det betraktade fallet.

En ytterligare faktor att beakta vid beräkandet av $\text{Nu}_v (k_v)$ är att vid låga flöden kan egenkonvektion uppträda hos vätskan i röret. Vid strömning uppåt i ett vertikalt rör under uppvärmning (nedåt under avkylning) verkar egenkonvektionen i samma riktning som flödet vilket leder till att hastighetsprofilen plattas ut och att Nu_v ökar. I fallet av strömning uppåt under avkylning (nedåt under uppvärmning) motverkar egenkonvektionen flödet och hastigheten närmast väggen minskar under det att hastigheten i rörets centrum ökar vilket leder till att Nu_v minskar. Egenkonvektionen påverkar således strömningsförhållandena i röret och kan därför även medföra en övergång från laminärt till turbulent flöde vilket i fallet av strömning uppåt under avkylning motverkar egenkonvektionens inverkan på Nu_v . För ett horisontellt rör leder förekomsten av egenkonvektion till en ökning av Nu_v .

4. SAMMANFATTNING

Inverkan på värmeförlusterna av de rådande strömningsförhållandena hos den värmetransporterande vätskan i ett rör är beroende av de termiska egenskaperna hos rörets omgivning. Den totala värmegenomgångskoefficienten, U , kan beräknas genom att addera de termiska resistanserna för värmeövergången från vätskan till röret, k_v , och från röret till omgivningen genom egenkonvektion i omgivande luften och strålning, k_{omg} . För ett normalt metallrör är bidraget, $1/k_{rör}$, till den totala termiska resistansen försumbart.

Vätskans medeltemperatur i en punkt z , i axiell led, ges då av

$$T_m(z) = T_m(0)e^{-X} + T_{omg}(1 - e^{-X}) \quad (14)$$

$$\text{med } X = \frac{2Uz}{rv_m \rho c_p} = \frac{U'z}{q \rho c_p} \quad \text{där } U' = 2\pi rU \text{ och } \frac{1}{U} = \frac{1}{k_v} + \frac{1}{k_{omg}}$$

Uttrycket ovan för $T_m(z)$ är härlett under antagandet att k_v , k_{omg} , ρc_p och T_{omg} är konstanta.

För att erhålla ett oförändrat temperaturfall i röret vid en övergång från turbulenta till laminära strömningsförhållanden, genom att minska flödet q , krävs att

$$\left(\frac{U}{q} \right)_{\text{laminärt}} = \left(\frac{U}{q} \right)_{\text{turbulent}} \quad (15)$$

Vid turbulenta strömningsförhållanden bestäms U av k_{omg} då $k_{v,tur} \gg k_{omg}$. För fallet av $q_{tur} = 5 \cdot q_{lam}$ leder då detta villkor, ekvation (15), till att $k_{v,lam} = k_{omg}/4$.

Om förekomsten av laminär strömning inte ska ha en försumbar inverkan på den totala värmegenomgångskoefficienten, U , krävs således att k_v för laminär strömning ($Re < 2300$) är av samma storleksordning eller mindre än k_{omg} . Från ekvation (9) och ekvation (12) ser vi att för en given temperaturdifferens $T_{rör} - T_{omg}$ ökar bidraget från k_v till U med ökande rördiameter d , vilket innebär att förekomsten av laminär strömning får ökande betydelse för ökande rördiameter. För det i Appendix A5 betraktade fallet, tabell II, har dock förekomsten av laminära strömningsförhållanden en försumbar inverkan.

APPENDIX A1: DIMENSIONSLÖSA STORHETER

Medelhastigheten, v_m , i axiell riktning (z-led) definieras som

$$v_m = \frac{1}{A} \int_A v \, dA$$

Vätskans medeltemperatur T_m , i ett tvärsnitt definieras som

$$T_m = \frac{1}{Av_m} \int_A vT \, dA$$

Grashofs tal Gr definieras som

$$Gr = g\beta\Delta Td^3/\nu^2$$

Nusselt talet Nu definieras som

$$Nu = \frac{kd}{\lambda}$$

Peclet talet Pe definieras som

$$Pe = \rho c_p v_m d / \lambda = v_m d / \alpha$$

kan även skrivas som $Pe = RePr$

Prandtl talet Pr definieras som

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\eta c_p}{\lambda}$$

Rayleighs tal Ra definieras som

$$Ra = GrPr$$

Reynolds talet Re definieras som

$$Re = \frac{\rho v_m d}{\eta}$$

APPENDIX A2: NUSSELT'S TAL FÖR HORIZONTALA RÖR

Morgan (1975) erhöill genom att analysera experimentella data följande ekvation, vars funktionella form överensstämmer med vad Lorenz (1881) och McAdams (1952) erhöill.

$$Nu_f = C Ra_f^m$$

Index f anger att storheterna bör beräknas vid den genomsnittliga "film" temperaturen T_f där

$$T_f = T_{omg} + 0.5(T_{ru} - T_{omg})$$

De numeriska värdena på konstanterna C och m är beroende av Ra_f enligt följande

| Område av Ra_f | C | m |
|---------------------|-------|-------|
| $10^{-4} - 10^{-2}$ | 0.675 | 0.058 |
| $10^{-2} - 10^2$ | 1.02 | 0.148 |
| $10^2 - 10^4$ | 0.850 | 0.188 |
| $10^4 - 10^7$ | 0.480 | 0.250 |
| $10^7 - 10^{12}$ | 0.125 | 0.333 |

Churchill och Chu (1975) publicerade följande semi-empiriska ekvation för beräkning av Nu -talet

$$Nu = 0.36 + 0.518 \left[\frac{Ra}{\Phi(Pr)} \right]^{0.25}$$

$$\text{där } \Phi(Pr) = \left[1 + (0.559/Pr)^{9/16} \right]^{4/9}$$

Enligt Churchill och Chu är deras uttryck giltigt för alla värden på Pr och för $10^{-6} < Ra < 10^9$. Dom rekommenderar att för högre temperaturskillnader bör de ingående storheterna evalueras vid temperaturen T_f .

Raithby and Hollands (1976) har publicerat en korrelationsekvation för laminär och turbulent egenkonvektion för elliptiska cylindrar med godtycklig excentricitet för en konstant yttemperatur. För ett isotermiskt horisontellt rör fås

$$Nu^m = \left[\frac{2}{\Theta(Ra, Pr)} \right]^m + \left[0.72 C_t Ra^{1/3} \right]^m$$

$$\text{där } \Theta(Ra, Pr) = \ln \left(1 + \frac{0.8245 \pi Ra^{-1/4}}{C_1} \right)$$

$$m = 3.337$$

$$C_1 = \frac{2}{3} \left(1 + (0.49/Pr)^{9/16} \right)^{-4/9}$$

$$C_t = \text{Min}(0.14 Pr^{0.084}; 0.15)$$

Raithby och Hollands uttrycker inte explicit vid vilken temperatur de ingående storheterna skall evalueras.

Traditionellt har de ingående storheterna beräknats vid temperaturen T_f enligt ekvation (8). På senare tid har ett antal arbeten behandlat hur "film" temperaturen bör väljas för att uppnå opti-

mal korrelation. Fand et al (1977) redovisar en experimentell studie av egenkonvektion där den bästa korrelationen erhöles för ekvationen

$$Nu_j = C Ra_j^{0.25} Pr_j^m$$

där index j hänför till evalueringstemperaturen, t_j , som ges av

$$T_j = T_{omg} + j(T_{ru} - T_{omg}) \quad 0 \leq j \leq 1$$

Den bästa korrelationen erhöles för $C = 0.478$, $m = 0.050$ och $j = 0.32$.

APPENDIX A3: NUSSELT TAL FÖR VERTIKALA RÖR

För egenkonvektion runt ett vertikalt isotermiskt cylindriskt rör erhöill Al-Arabi och Khamis (1982) följande korrelationsekvationer byggda på egna experiment

$$Nu_l = 2.9(Gr_d)^{-1/12} (Gr_l Pr)^{1/4}$$

för $1.08 \cdot 10^4 \leq Gr_d \leq 6.9 \cdot 10^5$ och $9.88 \cdot 10^7 \leq Gr_l Pr \leq 2.6 \cdot 10^9$

och
$$Nu_l = 0.47(Gr_d)^{-1/12} (Gr_l Pr)^{1/3}$$

för $1.08 \cdot 10^4 \leq Gr_d \leq 6.9 \cdot 10^5$ och $2.6 \cdot 10^9 \leq Gr_l Pr \leq 2.95 \cdot 10^{10}$.

Index l och d anger att den dimensionslösa storheten (Appendix A1) skall beräknas med längden respektive diametern som den ingående geometriska storheten.

APPENDIX A4: MODELL FÖR BERÄKNING AV Nu_{tot}

Modellen gäller för fallet med ett hydrodynamiskt fullt utvecklat laminärt flöde som vid $z=0$ har den enhetliga temperaturen T_{in} i ett rör med radien r , vars termiska resistans är försumbar. Värmeöverföringen till omgivningen, med temperaturen T_{omg} , antas ske genom egenkonvektion och strålning.

Modellen använder sig av korrelationsmodeller för de interna (vätskan-röret) och externa (röret-omgivningen) genomsnittsliga Nusselt talen. I beräkningarna används följande dimensionslösa storheter

$$Z = \frac{z}{rPe} ; \quad \Theta_{rör} = \frac{T_{rör} - T_{omg}}{T_{in} - T_{omg}} ; \quad \Theta_m = \frac{T_m - T_{omg}}{T_{in} - T_{omg}} ; \quad \gamma = \frac{T_{rör}}{T_{omg}}$$

För det genomsnittsliga interna Nusselts talet används Hausen's korrelation

$$Nu_v = 3.66 + \frac{2A/Z}{1 + 4^{1/3} B/Z^{2/3}} \quad (1)$$

där $A = 0.067$ och $B = 0.04$.

För den externa strålningen gäller

$$Nu_{st} = 2\epsilon\sigma r \frac{T_{rör}^4 - T_{omg}^4}{\lambda_v(T_{rör} - T_{omg})} \quad (2)$$
$$Nu_{st} = 2N(\gamma^4 - 1)/(\gamma - 1)$$

där $N = \varepsilon \sigma T_{\text{omg}}^3 r / \lambda_v$.

För egenkonvektionen används korrelationen enligt Churchill och Chu vilket uttryckt i de dimensionslösa storheterna enligt ovan kan skrivas som

$$Nu_{\text{konv}} = 0.36 + 0.518 \left[\frac{Ra}{\Phi(Pr)} \right]^{0.25} \quad (3)$$

där $Ra = \Theta_{\text{rör}} Ra_{\text{in}}$. Parametrarna $\Phi(Pr)$ och Ra_{in} beräknas enligt Appendix A2 där index in refererar till temperaturen T_{in} .

Ur dessa Nusselt tal kan nu Nu_{tot} , $\Theta_{\text{rör}}$ och Θ_m beräknas enligt

$$\frac{1}{Nu_{\text{tot}}} = \frac{1}{Nu_v} + \frac{1}{(\lambda_l / \lambda_v)(Nu_{\text{konv}} + Nu_{\text{st}})} \quad (4)$$

$$\Theta_m = \exp(-2Nu_{\text{tot}}z) \quad (5)$$

$$\Theta_{\text{rör}} = \Theta_m(1 - Nu_{\text{tot}}/Nu_v) \quad (6)$$

Storheterna Nu_{tot} , $\Theta_{\text{rör}}$ och Θ_m beräknas sedan genom ett iterativt förfarande.

1. Välj z
2. Sätt $\Theta_{\text{rör}} = 1$ som start värde.
3. Beräkna Nu_v (ekv 1), Nu_{st} (ekv 2), Nu_{konv} (ekv 3) och Nu_{tot} (ekv 4).
4. Beräkna sedan Θ_m (ekv 5) och $\Theta_{\text{rör}}$ (ekv 6)
5. Använd nu det nya värdet på $\Theta_{\text{rör}}$ och börja om från punkt 3.

Detta iterativa förfarande upprepas tills värdena konvergerar.

APPENDIX A5: BERÄKNING AV TEMPERATURFALL

Vi betraktar ett naket tunnt metallrör med $d = 0.02$ m och $t_{\text{omg}} = 20^\circ\text{C}$. Beräkningarna av temperaturen är utförda för följande fall:

Turbulenta fallet (Tabell I): Ett 65/55 graders system där flödet är avpassat så att för angivet temperaturfall avges effekten 2 kW över radiatoren där $k_v \gg k_{\text{omg}}$.

Laminära fallet (Tabell II): Ett 80/30 system där flödet är avpassat för att avge samma effekt på 2 kW för det angivna temperaturfallet. Beräkningarna är utförda för två fall, $k_v = 120 \text{ W/m}^2\text{K}$ och $k_v \gg k_{\text{omg}}$.

VGK k_{omg} är beräknad från $k_{\text{st}} = 5.7 \text{ W/m}^2\text{K}$ och k_{konv} enligt enligt Fand et al (Appendix A3) för $t = t_{\text{in}}$.

$$k_v \gg k_{\text{omg}}; U = 14.1 \text{ W/m}^2\text{K}$$

| Läge [m] | $t_{\text{in}} [^\circ\text{C}]$ | $t [^\circ\text{C}]$ |
|----------|----------------------------------|----------------------|
| 2.0 | 65.0 | 64.6 |
| 5.0 | 65.0 | 64.0 |
| 10.0 | 65.0 | 63.1 |

Tabell I. Turbulenta fallet.

| $k_v = 120 \text{ W/m}^2\text{K}; U = 13.1 \text{ W/m}^2\text{K}$ | | | $k_v \gg k_{omg}; U = 14.7 \text{ W/m}^2\text{K}$ | |
|---|-----------------------------|------------------------|---|------------------------|
| Läge [m] | $t_{in} [^{\circ}\text{C}]$ | $t [^{\circ}\text{C}]$ | $t_{in} [^{\circ}\text{C}]$ | $t [^{\circ}\text{C}]$ |
| 2.0 | 80.0 | 77.6 | 80.0 | 77.3 |
| 5.0 | 80.0 | 74.1 | 80.0 | 73.5 |
| 10.0 | 80.0 | 68.8 | 80.0 | 67.6 |

Tabell II. Laminära fallet.

REFERENSER

- Al-Arabi M. and Khamis M. 1982 Int J Heat & Mass Transf 25(1) 3
- Bolz R. E. and Tuve G. L. 1976 **Handbook of tables for Applied Engineering Science** 2nd ed CRC Press, Cleveland Ohio
- Campo A and Lacoa U 1987 Int Comm Heat Transf 14 551
- Churchill S.W. and Chu H. H. S. 1975 Int J of Heat & Mass Transf 18 1049
- Fand R. M., Morris E. W. and Lum M. 1977 Int J of Heat & Mass Transf 20 1173
- Faghri M. and Sparrow E. M. 1980 Int J Heat Transf 23 861
- McAdams W. H. 1954 **Heat Transmission**, 3rd ed McGraw-Hill, New York
- Morgan V. T. 1975 **Adv in Heat Transfer** 11 199
- Raithby G. D. and Hollands K. G. T. 1976 Int J of Heat Transf 98 72
- Shah and London 1978 **Adv in Heat Transfer Suppl 1: Laminar flow Forced Convection in Ducts**

II BEHOV AV EN EXPERIMENTELL STUDIE

Vid injustering till låga varmvattenflöden har rapporterats mycket lägre avkylning hos tilloppsvattnet än vad som teoretiskt beräknas från antaganden om värmegenomgångskoefficienten (VGK), k_{omg} från röret till den omgivande luften. Förekomsten av laminärt flöde i rören reducerar VGK från vattnet till röret, k_v , jämfört med fallet för ett turbulent flöde. För det studerade fallet med laminär strömning i ett tunnt horisontellt metallrör med $d = 0.02$ m och $T_{rör} - T_{omg} = 70$ K, för vilket k_v är ~ 10 ggr större än k_{omg} , reduceras den totala VGK U med ~ 10 % jämfört med fallet av turbulent strömning ($U = k_{omg}$). Bidraget från k_v till U ökar med ökande rördimension vid laminär strömning.

Den genomförda studien har inte funnit några belägg för att förekomsten av laminär strömning i ett naket metallrör påtagligt skulle reducera avkylningen jämfört med vad överslagsberäkningar ger vid handen, grundade på antaganden om $U = k_{omg} \sim 10$ W/m²K, för de aktuella rördimensionerna och temperaturerna.

De verkliga förhållandena i ett hus, med varierande rördimensioner och förgreningar, skiljer sig dock från de idealiserade förhållandena som studeras vid växelverkan mellan teoribildning och experiment. Marknaden förefaller också att vara fylld med diverse ej experimentellt verifierade påståenden rörande effekterna av olika injusteringsstrategier. För att i någon utsträckning verifiera eller vederlägga dessa påståenden borde det föreligga ett intresse av att experimentellt dokumentera ett hus före

och efter en injustering avseende temperatur och flödesfördelning i radiatorsystemet.

Sammanfattningsvis har således den genomförda litteraturstudien ej funnit några belägg för att förekomsten av laminärt flöde kraftigt skulle reducera den totala värmegenomgångskoefficienten för ett vattenflöde i ett naket metallrör, jämfört med om flödet var turbulent, under de i detta sammanhang aktuella förutsättningar.



**Denna rapport hänför sig till forskningsanslag 880523-1
från Statens råd för byggnadsforskning till Avdelningen
för tillämpad fysik vid Umeå universitet, Umeå.**

R47: 1989

ISBN 91-540-5031-6

Statens råd för byggnadsforskning, Stockholm

Art.nr: 6709047

**Abonnemangsgrupp:
W. Installationer**

**Distribution:
Svensk Byggtjänst
171 88 Solna**

Cirka pris: 37 kr exkl moms